

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ УСКОРЕНИЯ БЫСТРЫХ ПРОТОНОВ И ИНИЦИИРОВАНИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$ И $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$ ПРИ ИНТЕНСИВНОСТЯХ ПИКОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ДИАПАЗОНЕ 10^{18} – 10^{19} Вт/см²

© 2023 г. С. Н. Андреев^{1),2)}, А. П. Матафонов³⁾, **В. П. Тараканов⁴⁾**,
В. С. Беляев³⁾, А. Ю. Кедров³⁾, В. П. Крайнов^{1)*}, С. А. Муханов⁵⁾, А. В. Лобанов⁶⁾

Поступила в редакцию 13.01.2023 г.; после доработки 21.02.2023 г.; принята к публикации 24.02.2023 г.

Представлены результаты численного моделирования ускорения пучка протонов при сверхинтенсивном пикосекундном лазерном воздействии на алюминиевую мишень, дающие хорошее совпадение основных параметров пучка с экспериментальными данными в широком диапазоне интенсивностей падающего излучения от $I = 10^{18}$ Вт/см² до $I = 10^{19}$ Вт/см² при постоянной длительности лазерного импульса. Полученные параметры пучков протонов далее были использованы для расчета полного выхода α -частиц и нейтронов в результате протекания ядерных реакций $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$ и $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$ при воздействии пучков протонов на борсодержащие мишени. Показано, что количество α -частиц, покидающих мишень из бора и способных достичь трековых детекторов, составляет не более 5% от полного выхода α -частиц, поскольку большая их часть задерживается в толще мишени из-за ионизационных потерь. При этом сравнение полученных расчетных значений выхода α -частиц, попадающих на детекторы, с экспериментальными данными показывает их достаточно хорошее соответствие. Рассчитан полный выход нейтронов в реакции $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$ и показано, что при интенсивности $I = 10^{19}$ Вт/см² пикосекундного лазерного импульса он достигает величины $N_n = 1.4 \times 10^8$, что составляет около 3% от полного выхода α -частиц.

DOI: 10.31857/S0044002723040037, EDN: EGHTUB

1. ВВЕДЕНИЕ

Перспективность бор-водородной смеси как термоядерного топлива, обладающего важными преимуществами: малым количеством генерируемых нейтронов с невысокой энергией и дешевой, уже почти полвека обсуждается в научной литературе [1, 2].

Активность исследования ядерной реакции $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$ значительно возросла после проведения экспериментальных исследований, начало которым положила работа 2005 г. [3]. В этой работе впервые в лазерной плазме был получен выход α -частиц в результате протекания реакции $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$. Эксперимент был проведен на лазерной установке с энергией в импульсе 10 Дж при интенсивности излучения 2×10^{18} Вт/см². Выход α -частиц был зафиксирован на уровне 10^3 в 1 ср.

Первыми после 2005 г. экспериментами в этом направлении были исследования на лазерной установке Pico 2000 в лаборатории LULI (Laboratoire d'Utilisation des Lasers Intenses) [4]. Установка для исследования реакции $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$ позволяет синхронизировать два лазерных пучка, фокусируя их в одной вакуумной камере. Лазерное излучение первого лазера с энергией в импульсе 400 Дж на длине волны 0.53 мкм при длительности импульса 1.5 нс и пиковой интенсивности излучения 6×10^{14} Вт/см² фокусировалось на поверхность мишени из бора

¹⁾Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия.

²⁾Московский педагогический государственный университет, Москва, Россия.

³⁾Центральный научно-исследовательский институт машиностроения, Королев, Россия.

⁴⁾Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия.

⁵⁾Московский политехнический университет, Москва, Россия.

⁶⁾Московский инженерно-физический институт (национальный исследовательский ядерный университет), Москва, Россия.

*E-mail: vpkrainov@mail.ru

и вызывало образование плазмы. Лазерное излучение второго лазера с энергией 20 Дж, длиной волны 0.53 мкм, длительностью импульса 1 пс и интенсивностью 6×10^{18} Вт/см² генерировало в тонкой алюминиевой фольге толщиной 20 мкм быстрые протоны. Протоны взаимодействовали с ионами бора плазмы, образованной излучением первого лазера.

При оптимальной задержке между импульсами двух лазеров 1.2 нс выход α -частиц достигал максимального значения около 10^7 в 1 ср за лазерный импульс.

Следующим по значимости и по рекордному выходу α -частиц следует считать эксперименты, проведенные международным коллективом ученых из Чехии, Италии и Польши на одном из мощнейших лазеров Европы “Астерикс” [5], предназначенном для научных исследований и расположенном в Праге — PALS (Prague Asterix Laser System). В этих экспериментах был получен выход α -частиц в реакции $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$ около 10^9 в 1 ср за лазерный импульс. Параметры лазерного излучения в этих экспериментах: энергия импульса 500 Дж, длительность импульса порядка 0.3 нс, диаметр пятна фокусировки 80 мкм. В следующих экспериментах на этой установке удалось увеличить выход α -частиц до 10^{10} в 1 ср за один лазерный импульс [6] за счет оптимизации мишени.

В статье [7] представлены предварительные результаты по генерации α -частиц с использованием пикосекундного высокоинтенсивного лазера петаваттного класса. Эксперимент проводился в Институте лазерной техники в Осаке (Япония). Энергия лазерного импульса составляла 1.4 кДж при длительности импульса 2.6 пс. Лазерный импульс фокусировался на тонкой пластиковой фольге для генерации пучка протонов с тыльной стороны мишени, используя известный механизм TNSA (target normal sheath acceleration). Пучок протонов падал на мишень из нитрида бора, генерируя α -частицы в результате ядерной реакции $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$. Генерировались α -частицы с энергиями 8–10 МэВ и с выходом около 5×10^9 в 1 ср.

Важно отметить, что в работах [4–6] для получения максимального выхода α -частиц использовали предварительно созданную плазму. В статье [4] для этой цели использовалось лазерное излучение дополнительного лазера, а в статьях [5, 6] — излучение предимпульса основного лазерного импульса. Для получения максимального выхода α -частиц в работе [4] подбирали оптимальную временную задержку между первым лазерным импульсом и основным импульсом, а в работах [5, 6] подбирали величину и длительность предимпульса. В работе [4] показано, что при изменении длительности временной задержки между наносекундным

лазером, который создает предварительную плазму, и основным пикосекундным лазерным импульсом изменяется количество α -частиц.

В следующей статье этих авторов [8] было показано, что и в случае воздействия на мишень из бора только одного лазерного импульса с повышенной интенсивностью до уровня 10^{19} Вт/см² был зарегистрирован выход α -частиц на уровне 10^5 в 1 ср. В экспериментах [8] лазерное излучение (энергия 12 Дж, длина волны 1.056 мкм, длительность импульса 350 фс, интенсивность 10^{19} Вт/см²) генерировало в тонкой алюминиевой фольге быстрые протоны, которые взаимодействовали с ионами бора мишени. Таким образом, как при воздействии быстрых протонов на предварительно созданную плазму, так и при воздействии быстрых протонов на твердотельную мишень регистрируется значительное количество α -частиц.

Во всех перечисленных выше работах [3–8] оставался нерешенным вопрос о полном выходе α -частиц в результате инициирования реакции $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$, так как регистрируются только те α -частицы, которые вышли либо из предварительно созданной плазмы [4–6], либо из твердотельной мишени [3, 8]. При этом нет информации, сколько α -частиц не смогло выйти из плазмы или из глубины мишени.

Для решения этой проблемы в работе [9] предложен новый метод измерения абсолютного выхода α -частиц в реакции $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$, основанный на одновременном измерении количества нейтронов в реперной ядерной реакции $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$.

В работе [10] приведены экспериментальные результаты по исследованию реакции $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$ одновременно с реперной реакцией $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$ при интенсивности лазерного излучения 2×10^{18} Вт/см². Это позволило оценить полное количество α -частиц в 10^9 частиц в 4π ср.

Также необходимо отметить, что в работах [3–6, 8, 9] для анализа полученных экспериментальных результатов не использовалось численное PIC-моделирование ядерной реакции синтеза $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$ в мишенях из бора. Предварительные результаты PIC-моделирования ядерной реакции синтеза $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$ представлены только в работах [7, 10].

Кроме того, во всех представленных работах не использовалось численное PIC-моделирование ядерной реакции $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$ в мишенях из бора.

Но PIC-моделирование ядерных реакций $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$ и $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$ исключительно важно, поскольку позволяет понять основные механизмы, связанные с генерацией быстрых протонов, α -частиц и нейтронов, с процессами распространения α -частиц в мишени из бора, и позволяет адекватно интерпретировать экспериментальные результаты.

В работе [11] представлены результаты PIC-моделирования ядерных реакций $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$ и $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$ при интенсивности лазерного излучения 2×10^{18} Вт/см².

Представляет несомненный интерес проведение такого PIC-моделирования в широком диапазоне интенсивностей лазерного излучения для адекватной интерпретации результатов проведенных и будущих экспериментов по генерации ядерных реакций $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$ и $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$ с помощью пикосекундного лазерного излучения.

В связи с этим в настоящей работе представлены результаты численного моделирования ускорения пучка протонов и генерации ядерных реакций $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$ и $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$ в широком диапазоне интенсивностей падающего пикосекундного лазерного излучения от $I = 10^{18}$ Вт/см² до $I = 10^{19}$ Вт/см².

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ УСКОРЕНИЯ БЫСТРЫХ ПРОТОНОВ

Расчеты по лазерному ускорению протонов под действием сверхинтенсивных лазерных импульсов проводились в двухмерной XZ -версии PIC-кода КАРАТ [12]. Схема расчетной области численного эксперимента по ускорению протонов приводится на рис. 1. Размеры расчетной области составляли 40 мкм по оси Z и 60 мкм по оси X . Мишень представляла собой прямоугольную область толщиной 10 мкм (по оси Z) и шириной 50 мкм (по оси X), заполненную плазмой, состоящей из макрочастиц, моделирующих электроны e^- и ионы алюминия Al^+ с постоянной концентрацией $n = 10 \times n_{\text{cr}} = 1.1 \times 10^{22}$ см⁻³, где $n_{\text{cr}} = 1.1 \times 10^{21}$ см⁻³ — критическая концентрация для длины волны 1 мкм падающего лазерного излучения. Стоит отметить, что реальная концентрация атомов в алюминиевой мишени более чем на порядок превышает величину, используемую в моделировании. Однако предварительные расчеты показали, что эта величина практически не влияет на характеристики потока ускоренных протонов, при этом очень существенно увеличивает время моделирования.

Перед мишенью располагался слой алюминиевой предплазмы толщиной 6 мкм и шириной 50 мкм, состоящий из электронов e^- и ионов алюминия Al^+ . Профиль концентрации плазмы вдоль оси Z изменялся по экспоненциальному закону от величины 1.1×10^{20} см⁻³ на левой границе области предплазмы до 2.2×10^{21} см⁻³ у поверхности алюминиевой мишени. В поперечном направлении X профиль концентрации предплазмы являлся однородным. Выбор параметров предплазмы определялся результатами гидродинамических расчетов

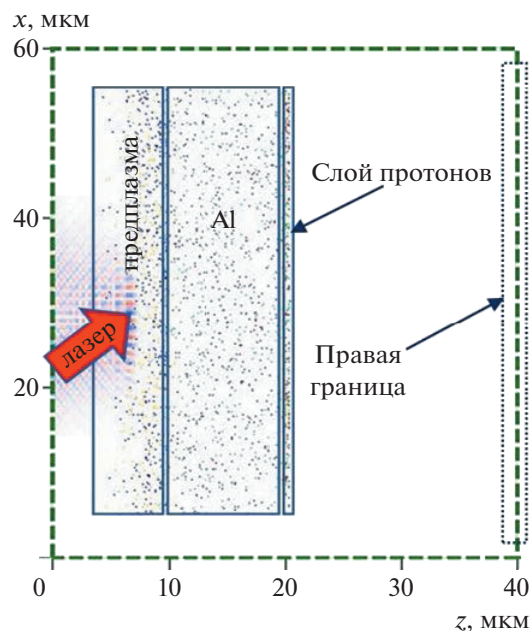


Рис. 1. Схема расчетной области численного эксперимента по ускорению протонов.

взаимодействия с алюминиевой мишенью основного мощного импульса с учетом пикосекундного предимпульса за 14 нс до основного импульса и предимпульса усиленного спонтанного излучения (УСИ) длительностью 4 нс на полувысоте [11]. Расстояние по оси Z от левой границы расчетной области до левой границы предплазмы составляло 4 мкм. На тыльной поверхности мишени располагался слой толщиной 0.2 мкм и шириной 50 мкм, состоящий из электронов e^- и протонов p^+ с концентрацией $n = 1.1 \times 10^{22}$ см⁻³. Расстояние по оси Z от протонного слоя на тыльной поверхности мишени до правой границы расчетной области составляло 20 мкм.

При попадании на любую границу расчетной области макроскопическая частица, моделирующая электрон или ион, исключалась из расчета, а ее пространственные координаты и компоненты вектора скорости фиксировались для дальнейшего анализа.

Для исследования энергетических спектров протонов были взяты следующие параметры лазерного импульса с гауссовым профилем как по времени, так и по пространству: длина волны 1 мкм, p — поляризация, длительность (FWHM) 1 пс, радиус пятна облучения $r = 2$ мкм и $r = 5$ мкм, угол падения на мишень 30° , интенсивность изменялась в диапазоне $I = 10^{18} - 10^{19}$ Вт/см². Все границы расчетной области являлись прозрачными для электромагнитного излучения. Полная длительность расчета составляла 6 пс.

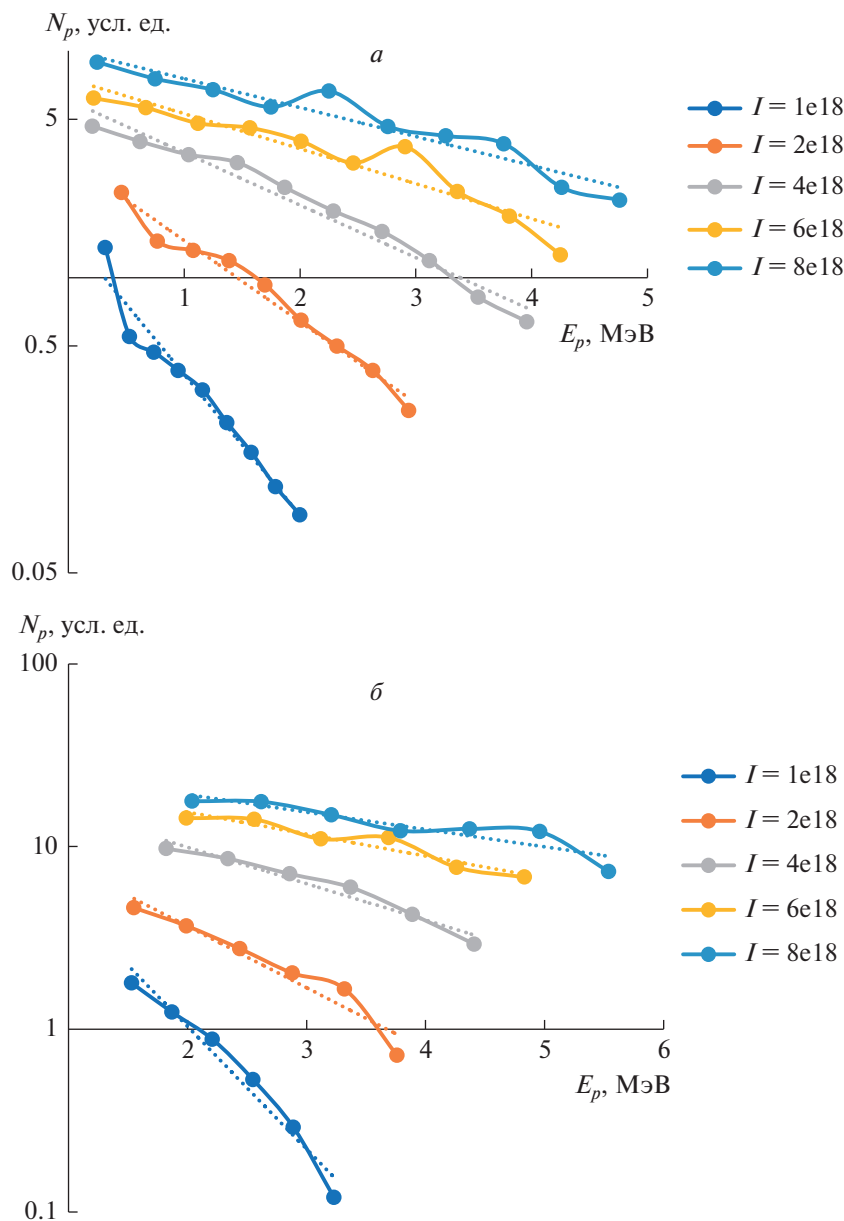


Рис. 2. Дифференциальные энергетические спектры пучка протонов при различных интенсивностях лазерного импульса с радиусом пятна облучения $r = 2$ мкм (а) и $r = 5$ мкм (б).

Для определения энергетического спектра протонов, ускоренных с тыльной поверхности мишени, применялась следующая процедура. При попадании макрочастицы, соответствующей протону, на правую границу расчетной области фиксировались: ее x -координата, кинетическая энергия, вектор скорости. Такой массив данных, полученный в течение всей длительности расчета, затем анализировался, в результате чего находились энергетический спектр протонов, диаграмма направленности пучка протонов, его линейная плотность на правой границе расчетной области. Отметим, что в рассмотренном диапазоне интенсивностей лазерного импульса поперечный размер протонного пучка

(по уровню половины амплитуды), падающего на мишень из бора, изменялся от 38 мкм при $I = 10^{18}$ Вт/см² до 47 мкм при $I = 10^{19}$ Вт/см². Для вычисления абсолютного значения числа протонов, а также пропорционального ему количества α -частиц и нейтронов (см. далее), использовалось допущение о том, что поперечный размер протонного пучка по третьему пространственному измерению (он не используется в расчете для оси Y), совпадает с поперечным размером по оси X .

На рис. 2 приводятся дифференциальные энергетические спектры пучка протонов при различных интенсивностях лазерного импульса для случаев

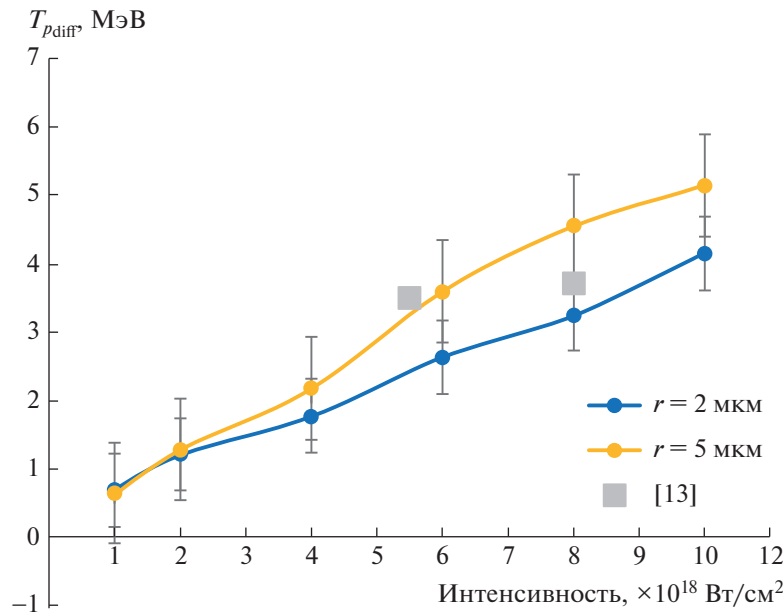


Рис. 3. Зависимость температуры пучка протонов $T_{p,diff}$ от интенсивности лазерного импульса при различных радиусах пятна облучения: синяя и желтая сплошные кривые — расчетные данные при $r = 2$ мкм и $r = 5$ мкм соответственно. Серые квадраты — данные работы [13].

$r = 2$ мкм (а) и $r = 5$ мкм (б). Как видно из графиков, с точностью до небольших флуктуаций спектры имеют экспоненциальную форму для всего диапазона рассматриваемых интенсивностей, что позволяет ввести для них температуру $T_{p,diff}$.

Зависимость $T_{p,diff}$ от интенсивности лазерного импульса приводится на рис. 3 при различных радиусах пятна облучения r (синяя кривая соответствует $r = 2$ мкм, желтая кривая — $r = 5$ мкм). Как видно из рисунка, температура протонов близка к линейной зависимости от интенсивности лазерного импульса, падающего на мишень. Кроме того, величина $T_{p,diff}$ в пределах ошибки вычисления практически не зависит от радиуса пятна облучения лазерного импульса.

На рис. 3 также приводится значение температуры протонов $T_{p,diff}$, полученное в экспериментальной работе [13]. В данном эксперименте использовался лазер с энергией в импульсе 25 Дж, длиной волны 1.053 мкм и длительностью импульса 0.45 пс. В качестве мишени использовали мишень из полиэтилена толщиной 5 мкм. В указанной работе применялись методики с использованием набора трековых детекторов CR-39, позволяющие определить дифференциальный спектр протонов. Сравнение с расчетными кривыми показывает их удовлетворительное согласие с учетом определенных различий расчетной модели и условий экспериментов (длительность импульса, диаметр пятна фокусировки).

Интегральные энергетические спектры отвечают энергетическим спектрам протонов, измеряе-

мым в эксперименте путем установления фильтров, пропускающих все частицы с энергией большей, чем заданная. Таким образом, интегральный энергетический спектр отражает зависимость числа частиц с энергией выше заданной, в то время как дифференциальный спектр отражает зависимость от энергии числа частиц в расчете на единичный интервал энергии. На рис. 4 показаны интегральные спектры протонов при различных интенсивностях лазерного импульса для случаев $r = 2$ мкм (а) и $r = 5$ мкм (б).

Из графиков на рис. 4 видно, что интегральные спектры хуже описываются экспоненциальной функцией (прямой линией в полулогарифмическом масштабе), чем дифференциальные спектры протонов, приведенные на рис. 2. Если все же их аппроксимировать экспоненциальной функцией, то можно ввести соответствующую “эффективную” температуру $T_{p,int}$, зависимость которой от интенсивности лазерного импульса показана на рис. 5.

Как видно из сравнения расчетных кривых на рис. 5 с результатами отдельных экспериментов (синий круг [4], желтый треугольник [10]), эффективная температура интегральных спектров хорошо описывает температуру протонов в широком диапазоне интенсивностей. В работе [10] использовалась лазерная установка со следующими параметрами лазерного импульса: энергия до 10 Дж, длина волны 1.055 мкм, длительность 1.5 пс. Система фокусировки на основе внеосевого параболического зеркала с фокусным расстоянием 20 см обеспечивает концентрацию не менее

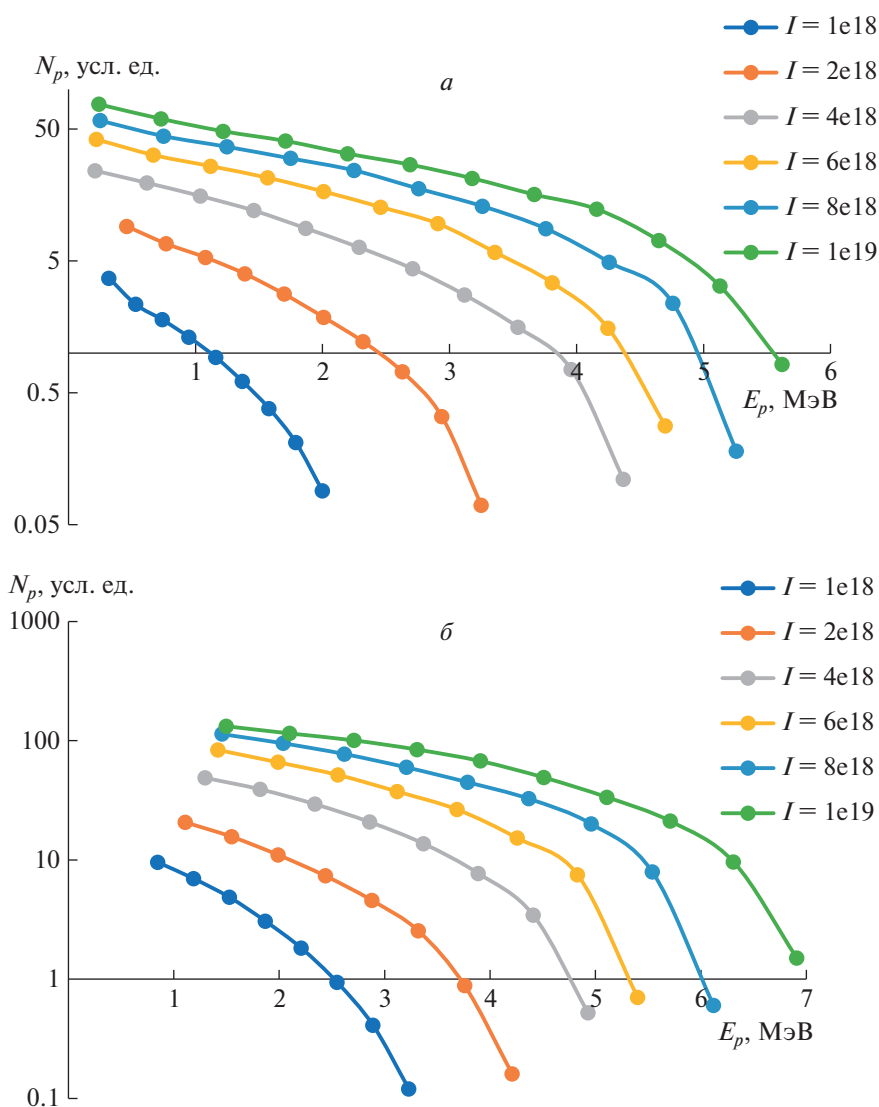


Рис. 4. Интегральные энергетические спектры пучка протонов при различных интенсивностях лазерного импульса с радиусом пятна облучения $r = 2$ мкм (а) и $r = 5$ мкм (б).

40% энергии лазерного пучка в пятно диаметром 10 мкм и, соответственно, пиковую интенсивность 2×10^{18} Вт/см². В качестве мишеней использовалась Al фольга толщиной 11 мкм.

Кроме того, из графиков видно, что кривые для $r = 2$ мкм и $r = 5$ мкм практически совпадают. Объяснение этого свойства в рамках модели виртуального катода [14] состоит в следующем. Если считать, что электрическое поле на тыльной поверхности мишени моделируется полем плоского конденсатора, то ускоряющее поле будет пропорционально Q/S , где Q — заряд пластины, равный суммарному заряду всех ускоренных электронов, а S — площадь пластины, равная площади пятна фокусировки r .

С увеличением радиуса r величины Q и S растут пропорционально r^2 , а напряженность поля

не изменяется, а следовательно, и $T_{p_{int}}$ не должна зависеть от r . При этом количество ускоренных протонов увеличивается с ростом радиуса пятна облучения.

Важной характеристикой лазерного ускорения протонов является максимальная энергия $E_{p_{max}}$, приобретаемая протонами. На начальной стадии процесса набор энергии основной массы протонов происходит в поле разделения зарядов в узком слое (порядка 10 мкм) вблизи задней поверхности мишени. Однако в дальнейшем формируется квазинейтральный пучок протонов и горячих электронов, в котором рост максимальной энергии незначительной доли протонов, движущихся на переднем фронте пучка, происходит в течение времени, в несколько раз превышающего длительность ла-

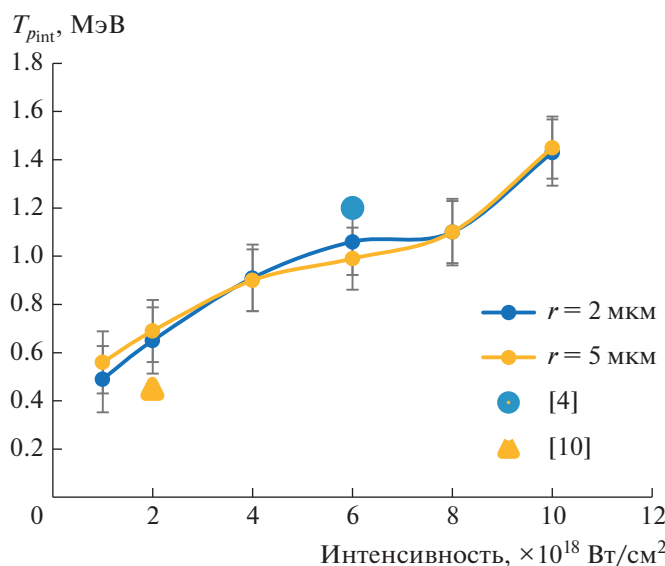


Рис. 5. Зависимость температуры пучка протонов T_{pint} от интенсивности лазерного импульса при различных радиусах пятна облучения: синяя и желтая сплошные кривые — расчетные данные при $r = 2$ мкм и $r = 5$ мкм соответственно. Отдельными символами показаны данные экспериментов [4, 10].

зерного импульса, без существенного изменения температуры основной массы протонов в пучке.

Поэтому для корректного определения E_{pmax} необходимо использовать увеличенные размеры расчетной области, чтобы кинетическая энергия протонов успела выйти на насыщение до того момента, когда частица достигнет границ расчетной области. По этой причине для определения E_{pmax} нами был проведен расчет в случае, когда размер расчетной области по оси Z увеличен в 3 раза, до 120 мкм. При этом размер по оси X не изменился и составил 60 мкм.

На рис. 6 приводятся максимальные значения энергий протонов, полученных в различных экспериментах (отдельные символы) [10, 13, 15], а также результаты моделирования (сплошные кривые) в зависимости от интенсивности лазерного импульса. Как видно из рисунка, имеет место хорошее соответствие результатов расчета и экспериментальных данных.

Таким образом, представленная численная модель взаимодействия сверхинтенсивных пикосекундных лазерных импульсов с твердотельными мишенями в широком диапазоне интенсивностей адекватно описывает свойства формируемого пучка ускоренных протонов, который будет использован на втором этапе для моделирования перспективных ядерных реакций, протекающих во вторичной мишени из бора при ее облучении протонным пучком.

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$ И $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$

На втором этапе выполнялось моделирование ядерных реакций $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$ и $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$ при взаимодействии пучка протонов с мишенью из бора. Для задания пучка протонов в блоке моделирования ядерных реакций использовался массив данных, полученный на первом этапе моделирования для протонов, достигших правой границы. Для каждого протона фиксировались X -координата, компоненты скорости (V_x , V_z) и момент времени попадания на границу. На втором этапе протоны с параметрами, взятыми из указанного массива, запускались с левой границы ($Z = 0$) новой расчетной области, с временным сдвигом, соответствующим приходу первого протона на правую границу на первом этапе. Для расчетов выхода реакций синтеза протон–бор брались параметры пучка протонов для геометрии расчетной области 40 мкм (по оси Z) на 60 мкм (по оси X) и радиуса пятна облучения $r = 5$ мкм.

Размер расчетной области вдоль оси X совпадал с размером расчетной области PIC-модели, а вдоль оси Z размер расчетной области составлял 120 мкм (см. рис. 7).

Мишень из бора в виде прямоугольника с размерами 60 мкм вдоль оси X и 100 мкм вдоль оси Z моделировалась электрически нейтральной средой с заданной концентрацией атомов бора $n = 2.5 \times 10^{23}$ см⁻³. На каждом шаге по времени для каждого протона, движущегося со скоростью V_p области мишени, по заданным сечениям $\sigma(E_p)$ реакций $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$ и $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$, приведенным в работе [9], рассчитывались вероятности $P = \sigma(E_p) V_p n \Delta t$ актов соответствующих реакций и сравнивались со случайным числом $\xi \leq 1$. Если вероятность P оказывалась меньше ξ , то осуществлялся переход к следующему протону, в противном случае запускалась процедура, в результате которой протон исключался из расчета, а из точки его нахождения запускались α -частицы с энергиями 0.9 и 3.9 МэВ соответственно в случае реакции $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$ (направление запуска α -частиц определялось из закона сохранения импульса), или нейтрон с энергией 90 кэВ в случае реакции $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$ (ядро углерода в моделировании не участвовало). Ионизационные потери энергии протонов и α -частиц при их движении по своей траектории l в мишени из бора учитывались по известной формуле Бете–Блоха.

Полный выход альфа-частиц и нейтронов определялся нарастающим итогом по количеству прошедших реакций. При этом предполагалось, что поперечный размер протонного пучка по оси Y совпадает с поперечным размером по оси X .

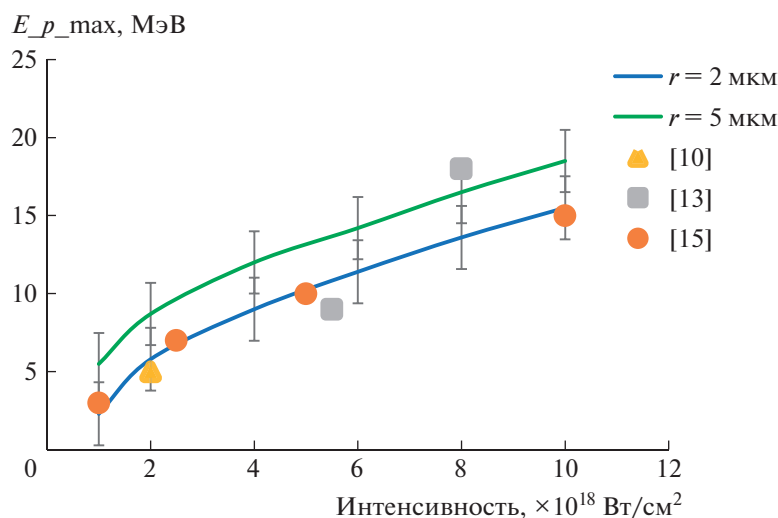


Рис. 6. Максимальная энергия протонов в зависимости от интенсивности лазерного импульса. Сплошные кривые — результаты моделирования: синяя — $r = 2$ мкм, зеленая — $r = 5$ мкм, отдельные символы — различные эксперименты [10, 13, 15].

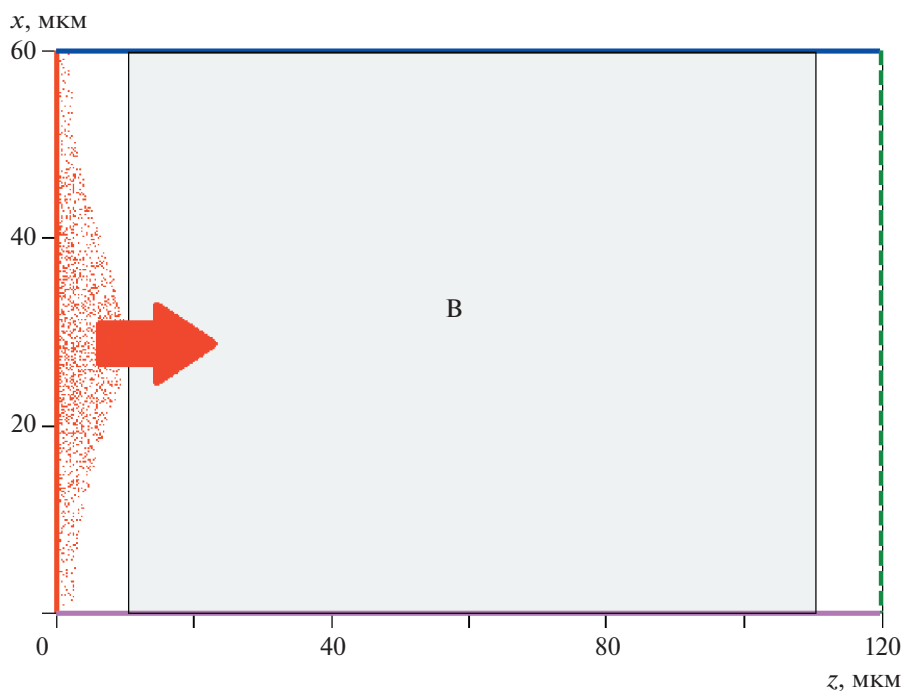


Рис. 7. Расчетная схема взаимодействия пучка протонов с мишенью из бора.

Для того чтобы оценить число α -частиц, которые могут быть зарегистрированы с помощью трековых детекторов, определялось количество α -частиц с энергией $E_\alpha > 0.5$ МэВ, покинувших мишень и попавших на левую границу расчетной области (это предположение соответствует схеме эксперимента, а также учитывает чувствительность трековых детекторов CR-39 [10]). Дифференциальный спектр таких α -частиц при различных зна-

чениях интенсивности лазерного импульса приводится на рис. 8.

Как видно из рис. 8, с увеличением интенсивности лазерного излучения растет количество α -частиц с большими энергиями.

Полный выход α -частиц, нейтронов, а также количество α -частиц с энергией $E_\alpha > 0.5$ МэВ, покинувших мишень и достигших левой границы расчетной области (детектора), вычислены для интен-

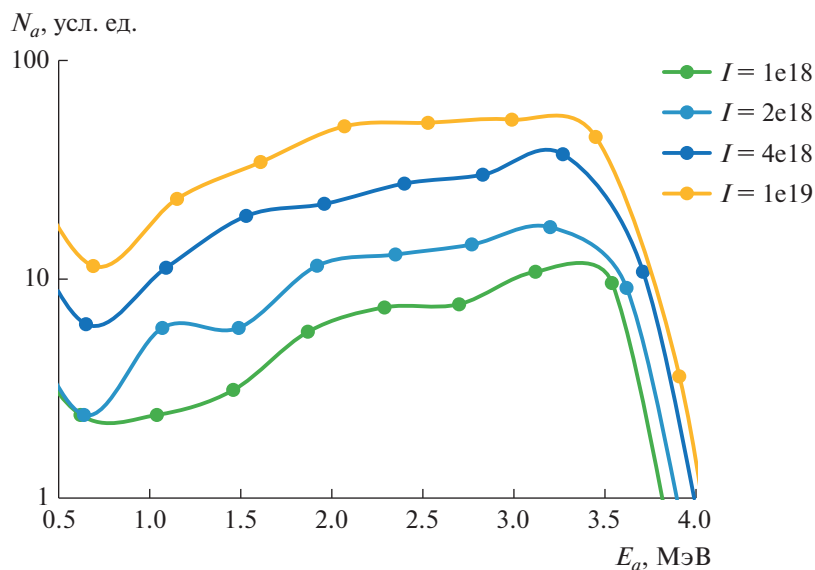


Рис. 8. Дифференциальные энергетические спектры α -частиц с энергией $E_\alpha > 0.5$ МэВ, попавших на левую границу расчетной области, при различных интенсивностях лазерного импульса.

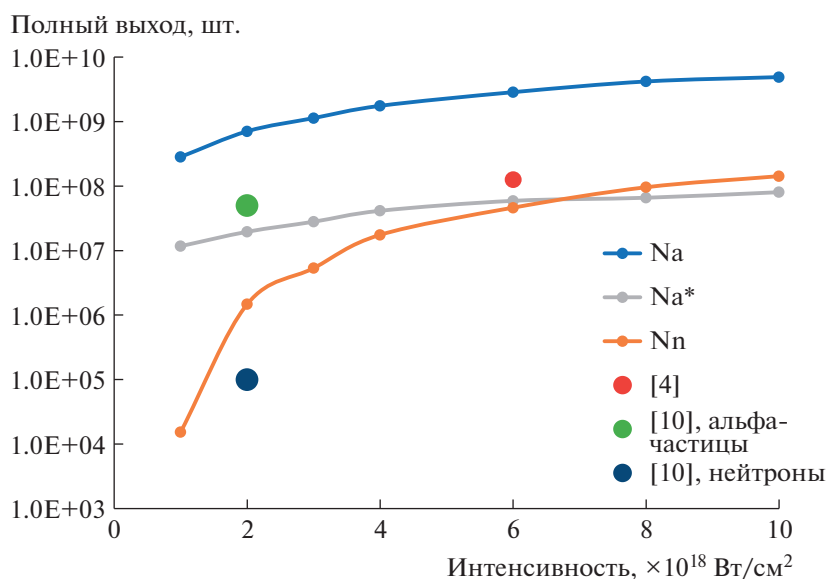


Рис. 9. Зависимость выхода α -частиц и нейтронов от интенсивности лазерного импульса. Кривые: синяя — полный выход α -частиц (N_α), серая — количество α -частиц с энергией $E_\alpha > 0.5$ МэВ, покинувших мишень и достигших левой границы расчетной области (N_α^*), оранжевая сплошная — полный выход нейтронов (N_n), отдельные символы — результаты экспериментов.

сивностей лазерного импульса $I = 10^{18}, 2 \times 10^{18}, 3 \times 10^{18}, 4 \times 10^{18}, 6 \times 10^{18}, 8 \times 10^{18}$ и 10^{19} Вт/см².

На рис. 9 показана зависимость полного выхода α -частиц и нейтронов от интенсивности лазерного импульса: синяя и оранжевая кривая соответственно, а также количество α -частиц с энергией $E_\alpha > 0.5$ МэВ, покинувших мишень и достигших границы расчетной области (серая кривая). Отдельными символами показаны результаты различных экспериментов.

С ростом интенсивности от $I = 10^{18}$ Вт/см² до $I = 10^{19}$ Вт/см² полный выход α -частиц увеличился от $N_\alpha = 2.8 \times 10^8$ шт. до $N_\alpha = 4.9 \times 10^9$ шт. Количество α -частиц с энергией $E_\alpha > 0.5$ МэВ, покинувших мишень и достигших левой границы расчетной области, увеличивается в указанном диапазоне интенсивностей от $N_\alpha^* = 1.2 \times 10^7$ шт. до значения $N_\alpha^* = 8 \times 10^7$ шт. Т.е. количество α -частиц, способных достичь трековых детекторов,

составляет не более 5% от полного выхода альфа-частиц, поскольку большая их часть задерживается в толщине мишени из-за ионизационных потерь. Сравнение полученных расчетных значений выхода α -частиц с энергией $E_\alpha > 0.5$ МэВ с экспериментальными данными (красный [4] и зеленый [10] кружки на рис. 9) показывает их достаточно хорошее соответствие.

Полный выход нейтронов N_n в реакции $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$ в зависимости от интенсивности лазерного импульса приводится на рис. 9 (оранжевая кривая). Как видно из рисунка, при интенсивностях до $I = 4 \times 10^{18}$ Вт/см² полный выход нейтронов очень быстро растет, что обусловлено увеличением доли протонов с энергиями > 3 МэВ. Стоит обратить внимание на тот факт, что при интенсивности 10^{19} Вт/см² полный выход нейтронов достигает величины $N_n = 1.4 \times 10^8$ шт., сравнимой с количеством α -частиц с энергией $E_\alpha > 0.5$ МэВ, покинувших мишень и достигших левой границы расчетной области ($N_\alpha^* = 8 \times 10^7$ шт.), что составляет около 3% от полного выхода α -частиц.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено численное моделирование ускорения пучка протонов при сверхинтенсивном лазерном воздействии на алюминиевую мишень, дающее хорошее совпадение основных параметров пучка с экспериментальными данными в широком диапазоне интенсивностей падающего излучения от $I = 10^{18}$ Вт/см² до $I = 10^{19}$ Вт/см². В частности, показано, что температура быстрых протонов практически не зависит от площади пятна облучения — при увеличении площади увеличивается лишь количество ускоренных частиц.

Полученные параметры пучков протонов далее были использованы для расчета полного выхода α -частиц и нейтронов в результате протекания ядерных реакций $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$ и $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$, при воздействии пучков протонов на борсодержащие мишени. Показано, что количество α -частиц, покидающих мишень из бора и способных достичь трековых детекторов, составляет не более 5% от полного выхода α -частиц, поскольку большая их часть задерживается в толщине мишени из-за ионизационных потерь. При этом сравнение полученных расчетных значений выхода α -частиц, попадающих на детекторы, с экспериментальными данными показывает их достаточно хорошее соответствие. Рассчитан полный выход нейтронов в реакции $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$, и показано, что с ростом интенсивности лазерного импульса он очень быстро растет, достигая величины около 3% от полного выхода α -частиц.

Работа выполнена в рамках темы государственного задания МПГУ “Физика наноструктурированных материалов: фундаментальные исследования и приложения в материаловедении, нанотехнологиях и фотонике” при поддержке Министерства просвещения РФ (номер государственной регистрации: АААА-А20-120061890084-9). Работа поддержана также Министерством науки и Высшего образования РФ (№ FSMG-2021-0005).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Изотопы: свойства, получение, применение*, под ред. В. Ю. Баранова (Наука, Москва, 1999), т. 2.
2. А. Б. Кукушкин, В. И. Коган, *Физика плазмы* **5**, 1264 (1979) [Sov. J. Plasma Phys. **5**, 708 (1979)].
3. V. S. Belyaev, A. P. Matafonov, V. I. Vinogradov, V. P. Krainov, V. S. Lisitsa, A. S. Roussetski, G. N. Ignatyev, and V. P. Andrianov, *Phys. Rev. E* **72**, 026406 (2005).
4. C. Labaune, C. Baccou, S. Depierreux, C. Goyon, G. Loisel, V. Yahia, and J. Rafelski, *Nat. Commun.* **4**, 2506 (2013).
5. A. Picciotto, D. Margarone, A. Velyhan, P. Bellutti, J. Krasa, A. Szydlowsky, G. Bertuccio, Y. Shi, A. Mangione, J. Prokupek, A. Malinowska, E. Krousky, J. Ullschmied, L. Laska, M. Kucharik, and G. Korn, *Phys. Rev. X* **4**, 031030 (2014).
6. L. Giuffrida, F. Belloni, D. Margarone, G. Petringa, G. Milluzzo, V. Scuderi, A. Velyhan, M. Rosinski, A. Picciotto, M. Kucharik, J. Dostal, R. Dudzak, J. Krasa, V. Istokskaia, R. Catalano, S. Tudisco, *et al.*, *Phys. Rev. E* **101**, 013204 (2020).
7. D. Margarone, A. Morace, J. Bonvalet, Y. Abe, V. Kantarelou, D. Raffestin, L. Giuffrida, P. Nicolai, M. Tosca, A. Picciotto, G. Petringa, G. A. P. Cirrone, Y. Fukuda, Y. Kuramitsu, H. Habara, Y. Arikawa, *et al.*, *Front. Phys.* **8**, 343 (2020).
8. C. Baccou, S. Depierreux, V. Yahia, C. Neuville, C. Goyon, R. De Angelis, F. Consoli, J. E. Ducret, G. Boutoux, J. Rafelski, and C. Labaune, *Laser Part. Beams* **33**, 117 (2015).
9. В. С. Беляев, А. П. Матафонов, В. П. Крайнов, А. Ю. Кедров, Б. В. Загреев, А. С. Русецкий, Н. Г. Борисенко, А. И. Громов, А. В. Лобанов, В. С. Лисица, *ЯФ* **83**, 370 (2020) [*Phys. At. Nucl.* **83**, 641 (2020)].
10. В. С. Беляев, А. П. Матафонов, С. Н. Андреев, В. П. Тараканов, В. П. Крайнов, В. С. Лисица, А. Ю. Кедров, Б. В. Загреев, А. С. Русецкий, Н. Г. Борисенко, А. И. Громов, А. В. Лобанов, *ЯФ* **85**, 34 (2022) [*Phys. At. Nucl.* **85**, 31 (2022)].
11. С. Н. Андреев, В. С. Беляев, А. П. Матафонов, В. П. Тараканов, Б. В. Загреев, В. П. Крайнов, С. А. Муханов, А. В. Лобанов, *ЖЭТФ* **162**, 34 (2022).
12. V. P. Tarakanov, *EPJ Web Conf.* **149**, 04024 (2017).
13. Y. Murakami, Y. Kitagawa, Y. Sentoku, *et al.*, *Phys. Plasmas* **8**, 4138 (2001).

14. T. E. Cowan, J. Fuchs, H. Ruhl, A. Kemp, P. Audebert, M. Roth, R. Stephens, I. Barton, A. Blazevic, E. Brambrink, J. Cobble, J. Fernández, J.-C. Gauthier, M. Geissel, M. Hegelich, J. Kaae, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **92**, 204801 (2004).
15. A. Macchi, M. Borghesi, and M. Passoni, Rev. Mod. Phys. **85**, 751 (2013).

NUMERICAL SIMULATIONS OF THE ACCELERATION OF FAST PROTONS AND OF THE EXCITATION OF NUCLEAR REACTIONS $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$ AND $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$ AT THE INTENSITIES OF PICOSECOND LASER RADIATION IN THE RANGE OF 10^{18} – 10^{19} W/cm²

S. N. Andreev^{1),2)}, A. P. Matafonov³⁾, V. P. Tarakanov⁴⁾, V. S. Belyaev³⁾, A. Yu. Kedrov³⁾,
V. P. Krainov¹⁾, S. A. Mukhanov⁵⁾, A. V. Lobanov⁶⁾

¹⁾ *Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University),
Dolgoprudny, Russia*

²⁾ *Moscow State Pedagogical University, Moscow, Russia*

³⁾ *Central Research Institute for Machine Building, Korolev, Russia*

⁴⁾ *Joint Institute for High Temperatures, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

⁵⁾ *Moscow Polytechnic University, Moscow, Russia*

⁶⁾ *Moscow Engineering Physical Institute (National Research Nuclear University), Moscow, Russia*

Results of numerical simulations for acceleration of proton beams at the irradiation of Al target by a super-intense laser pulse are presented. There is a good agreement with the experimental data in a broad range of laser intensities from $I = 10^{18}$ W/cm² to $I = 10^{19}$ W/cm² at the fixed laser pulse duration. The obtained parameters of proton beams were used for calculation of the total yield of α -particles and neutrons for the nuclear reactions $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$ and $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$ at the collisions of proton beams with boron targets. It was shown that the number of α -particles, escaping boron target and arriving to track detectors, is less than 5% of the total amount of α -particles, since the most of these particles remain inside the target because of the ionization losses. The derived values of the α -particles' yield, which arrive to detectors, are in a good agreement with the experimental data. We calculated also the total yield of neutrons in the reaction $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$. It was found that at the intensity $I = 10^{19}$ W/cm² of the picosecond laser pulse, the yield is equal to $N_n = 1.4 \times 10^8$; this value is approximately of 3% of the total yield of α -particles.